El amanecer cósmico como detector de materia oscura

Rennan Barkana, 1

1Escuela de Física y Astronomía Raymond y Beverly Sackler,
Universidad de Tel Aviv, Tel Aviv 69978, Israel

20 de marzo de 2018

Los modelos y simulaciones predicen que el espectro de radio cósmico debería mostrar una fuerte señal de absorción correspondiente a la transición de 21 cm del hidrógeno atómico alrededor del rojo cambio 20, debido a la radiación Lyman-ÿ de algunas de las primeras estrellas[1,2,3]. Un internacional se está realizando un esfuerzo para detectar el amanecer cósmico mediante la observación de esta señal de 21 cm, ya sea su cielo espectro promediado[4] o mapas de fluctuaciones de 21 cm utilizando radiointerferómetros[5,6]. Aquí mostramos que una detección de esta señal puede producir potencialmente no solo un descubrimiento de la primeras estrellas, pero también una detección directa de materia oscura si se dispersa con bariones. un mas fuerte señal de absorción de lo esperado, como lo indica fuertemente la primera detección observacional del espectro global de 21 cm[4] , implica un exceso de enfriamiento del gas cósmico, que sólo puede ser plausiblemente inducido por una interacción con la materia oscura. La señal observada implica que la masa de la partícula de materia oscura está por debajo de unos pocos GeV (no hay límite inferior), y eso dispersa bariones con una sección transversal ÿ de al menos 10ÿ21 **cm2 a una velocidad relativa v de 1 km/s (correspondiente a** 10ÿ43 **cm2 a la velocidad de la luz, para un ÿ(v) ÿ v ÿ4 modelo). los La señal medida también confirma directamente que la materia oscura es altamente no relativista y más bien frío; velocidades primordiales en el rango correspondiente a los modelos de materia oscura cálida son potencialmente detectables. Estos resultados transforman la cosmología de 21 cm en una oscuridad única**

sonda de materia, reforzada por la predicción de que la fluctuación de la raíz cuadrada media de 21 cm en el amanecer cósmico es probable que sea un orden de magnitud mayor de lo esperado anteriormente.

Un exceso de señal de absorción de 21 cm es un signo claro de dispersión bariónica - materia oscura (b-DM) ing, ya que las explicaciones alternativas son insostenibles. En general, la intensidad de la señal de 21 cm se expresa como la temperatura media de brillo observada en relación con el microondas cósmico fondo (CMB), y está dado por 1

$$ÿg\ T_{21} = 26.8\ x_{H\ yo} \frac{}{ÿ^{-}g} \frac{ÿbh}{0.0327} \frac{ÿm}{0.307}^{ÿ1/2} \frac{1 + z}{10}^{1/2} \frac{TS - CBRT}{TS}\ \mathrm{mK}, \quad (1)$$

donde **xH I** es la fracción de masa media de hidrógeno que es neutral (es decir, no ionizado), **ÿg** es la densidad del gas y ÿ¯g su valor medio cósmico, **ÿm** y **ÿb** son las densidades medias cósmicas de la materia y de bariones, respectivamente, en unidades de la densidad crítica, **h** es el parámetro de Hubble en unidades de 100 km sÿ1 Mpcÿ1 , **z** es el corrimiento al rojo [correspondiente a una longitud de onda observada de **21×(1** + z) cm y una frecuencia observada de 1420/(1 + z) MHz], **TCMB** = 2,725 **×** (1 + z) es el temperatura CMB en z, y **TS** es la temperatura de espín del hidrógeno en z. Esta última cantidad es una temperatura efectiva que describe las abundancias relativas del suelo y excitado estados del desdoblamiento hiperfino (transición spin-flip) del átomo de hidrógeno; en ausencia de radiación astrofísica, esta temperatura se establece por las colisiones de los átomos de hidrógeno con otros átomos y dispersión de fotones CMB7 , y por lo tanto **Tgas ÿ TS ÿ TCMB,** donde **Tgas** es el temperatura (cinética) del gas.

Las observaciones de la línea de 21 cm se pueden utilizar para sondear las fluctuaciones de densidad8 , reioniza cósmica ción9 , y calentamiento por rayos X1,10,11, pero el primer hito observable durante el amanecer cósmico es un señal de absorción 1,2,3, esperada una vez que los fotones Lyman-ÿ estelares acoplan indirectamente **TS** a **Tgas** a través de el efecto Wouthuysen- Field12,13. La primera detección de una señal cósmica de 21 cm es el EDGES detección del espectro global del amanecer cósmico4 , que encontró una temperatura de brillo **T21** = **ÿ500±200** mK correspondiente al pico de absorción a la frecuencia **ÿ ÿ** 78 MHz **(z** = 17,2).

Si se confirma, esta señal (que está muy por debajo de ÿ209 mK, la absorción más fuerte posible en esta frecuencia bajo las expectativas estándar) no puede explicarse dentro del paradigma estándar, incluso si se permite la astrofísica exótica (consulte la sección S1 de información complementaria). Básico la termodinámica sugiere que es fácil calentar el gas cósmico pero difícil enfriarlo. La ex tra enfriamiento indicado por los datos sólo es posible a través de la interacción de los bariones con algo que es aún más frío.

El único constituyente cósmico conocido que puede ser más frío que el gas cósmico primitivo es el oscuro asunto. La razón de esto es que se supone que DM interactúa consigo mismo y con los bariones. solo gravitacionalmente y, por lo tanto, se espera que se desacople térmicamente en el Universo muy primitivo y enfriarse a partir de entonces (particularmente rápido si no es relativista desde el principio, como en el caso de materia oscura fría). Cualquier interacción electrodinámica o nuclear significativa del DM sería inconsistente con los grandes éxitos de observación de la cosmología estándar, incluido el Big-Bang nucleosíntesis, observaciones CMB y la formación y distribución de galaxias. Sin embargo, interacciones débiles no gravitacionales son posibles. Hay una amplia gama de posibilidades de cómo la fuerza de tal interacción puede variar con la temperatura, o más específicamente con el velocidad relativa entre el barión y la partícula DM con la que se dispersa. Un punto crucial es que el amanecer cósmico presenta condiciones físicas únicas que pueden probar una gama de parámetros que se encuentran en ningún otro lugar. En particular, en este momento el gas cósmico está en su punto más frío, ya que es más caliente antes (debido a su energía térmica remanente del Big Bang), y más caliente después (debido a los rayos X y otras radiaciones de calor de los objetos astrofísicos). Por lo tanto, si la dispersión b-DM resulta ser más fuerte a bajas velocidades relativas, su efecto podría aparecer solo en el amanecer cósmico.

La sección transversal para colisiones b-DM normalmente se expresa a una velocidad relativa igual a la velocidad de la luz (la denotamos ÿc), pero la expresamos a 1 km/s **(ÿ1),** que está cerca de la velocidades típicas durante el amanecer cósmico (aunque en algunos modelos llegan por debajo de 0,1 km/s). Nosotros adoptar una $\mathbf{v}^{ÿ4}$ dependencia que se ha utilizado a menudo para ilustrar el caso de un fuerte aumento

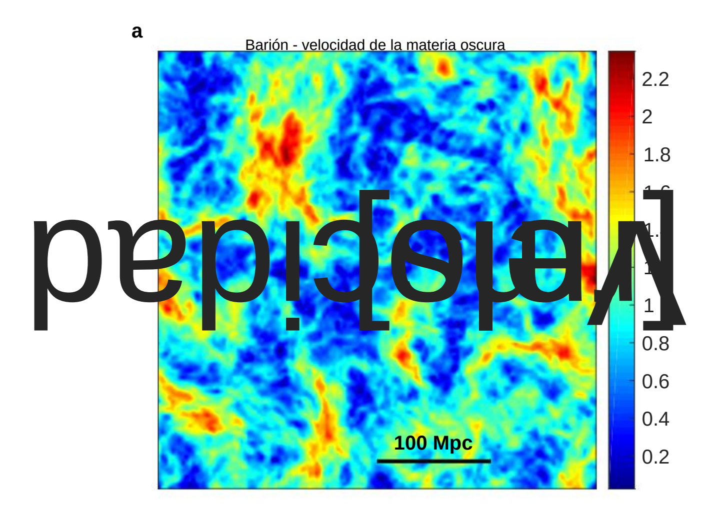
sección transversal a bajas velocidades, es decir,

$$\text{ÿ}(\mathbf{v}) = \text{ÿ}\mathbf{c} \left(\frac{\text{en}}{\mathbf{C}}\right)^{\text{ÿ}4} = \text{ÿ}\mathbf{1} \left(\frac{\text{en}}{1\ \mathbf{km/s}}\right)^{\text{ÿ}4} . \qquad (2)$$

Tal dependencia de la velocidad surgiría naturalmente en el caso de la milicarga de DM, es decir, si la DM tiene una pequeña carga eléctrica y la interacción es a través de la dispersión de Rutherford/Coulomb[14,15,16] .

Calculamos la evolución térmica siguiendo el intercambio de energía y cantidad de movimiento entre los bariones y el DM[17,18,19]. La velocidad relativa de los bariones juega un papel importante y DM remanente después de la recombinación cósmica[19]. Este remanente de velocidad reconocido desde hace mucho tiempo[20] surge del hecho de que el movimiento de DM está determinado por la gravedad mientras que los bariones se han dispersado saliendo rápidamente de los fotones CMB y moviéndose junto con ellos en sus oscilaciones acústicas. Esta velocidad relativa (también denominada velocidad de transmisión) ha recibido atención recientemente debido a su efecto en la formación temprana de galaxias[21], que puede producir una firma observable de 21 cm[22,23]; sin embargo, la dispersión b-DM que consideramos aquí depende directamente de las velocidades, y su efecto sobre las galaxias no juega un papel.

La velocidad relativa b-DM varía espacialmente (Fig. 1), con un patrón a gran escala de coherente Regions[21] de tamaño **ÿ** 100 Mpc. Dado que la velocidad de la raíz cuadrada media (rms) es supersónica (va de un número de Mach de **ÿ** 5 inmediatamente después de la recombinación a **ÿ** 2 cuando el gas se desacopla térmicamente del CMB), y la sección transversal de dispersión (ec. 2) varía fuertemente con la velocidad relativa, la evolución en cada región depende del valor local de la velocidad inicial[19]. Un pariente superior la velocidad generalmente implica menos enfriamiento, como resultado de la interacción de dos factores: la dispersión es más débil (al menos hasta que la velocidad relativa se disipa por la dispersión b-DM), y la la energía cinética de la velocidad relativa se transfiere parcialmente al calentamiento de los bariones. los la dependencia de la velocidad produce fluctuaciones de 21 cm de unidad de orden (Fig. 1), que promediamos sobre (utilizando la distribución maxwelliana de la magnitud de la velocidad relativa[21]) para encontrar la señal global de 21 cm.



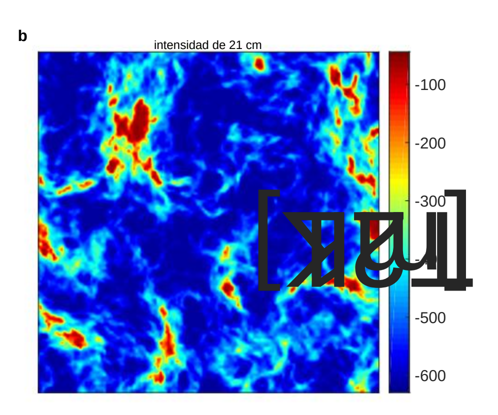


Figura 1: **Imagen de la temperatura de brillo de 21 cm en un modelo con barión - dispersión de materia oscura.** La temperatura de brillo de 21 cm (en unidades de mK) se muestra (panel derecho) en un corte bidimensional (grosor = 3 Mpc) de un volumen simulado del universo de 384 Mpc (todas las longitudes se mueven) en un lado. Consideramos **z** = 17 **(ÿ** = **78,9** MHz) en el que este modelo (con **ÿ1** = 8 **×** 10ÿ20 cm2 y masa de partículas de DM **mÿ** = **0,3** GeV) alcanza su máxima profundidad de absorción global de 21 cm de -504 mK (que coincide aproximadamente con el valor observado más probable4). El patrón espacial de 21 cm está determinado por la velocidad b-DM relativa que quedó de la evolución cósmica temprana antes de la recombinación; su distribución (en un ejemplo generado aleatoriamente, asumiendo fluctuaciones de densidad inicial adiabática) también se muestra (panel izquierdo), en unidades de su valor rms de 29 km/s a 1 + **z** = 1010. Notamos que simplemente tratamos los bariones como partículas de igual masa de masa 1,22 veces la masa del protón (que es la masa molecular media del gas primordial neutro). Así, la ec. 2 representa la sección transversal de dispersión de DM con un barión promedio. En realidad, es probable que el tratamiento del helio sea complicado y dependa en gran medida del modelo 17. Comenzamos nuestro cálculo en el desacoplamiento cinemático (1 + **z** = 1010) como en los cálculos anteriores19; hemos verificado que comenzar antes no afectaría significativamente nuestros resultados con desplazamientos al rojo más bajos. Además de la dispersión b-DM, incluimos en cada corrimiento al rojo fondos espacialmente uniformes de radiación astrofísica de los tres tipos importantes en la cosmología de 21 cm (fotones Lyman-ÿ, rayos X y fotones ionizantes). Usamos los valores promediados por volumen de una simulación seminumérica11,30 con parámetros astrofísicos elegidos para ilustrar una caída de absorción en un corrimiento al rojo consistente con la señal observada; los parámetros relevantes son que la formación de estrellas ocurre solo en halos que permiten el enfriamiento atómico y con una eficiencia fÿ = 1.58%, y los rayos X normalizados basados en observaciones de bajo corrimiento al rojo se emiten con un espectro de ley de potencia suave. En realidad, se espera que los campos de radiación astrofísica varíen espacialmente, dando lugar a fluctuaciones de 21 cm durante el amanecer cósmico debido a las fluctuaciones de Lyman- ÿ31 y las fluctuaciones de calentamiento de rayos X32; estas fluctuaciones son significativas y potencialmente observables, pero las ignoramos aquí debido a las fluctuaciones mucho mayores que resultan de la dispersión de b-DM. Asumimos los valores conocidos de los parámetros cosmológicos33 .

Tal cálculo se ha hecho previamente19 sólo durante la edad oscura, antes de la formación de cualquier fuente astrofísica. En ese régimen, la dispersión de b-DM puede producir importantes absorción (ver la porción **ÿ <** 33 MHz de la Fig. 2; solo se ha observado una absorción tan baja como -70 mK). previamente considerado), pero es poco probable que esto se observe en un futuro cercano ya que tan bajo las observaciones de frecuencia serían muy difíciles tanto por las distorsiones ionosféricas como por la el primer plano de sincrotrón galáctico2 en **ÿ** = 20 MHz es **ÿ** 40 veces más fuerte que en **ÿ** = 80 MHz. Una señal puramente cosmológica desaparecería después de las edades oscuras (en **ÿ ÿ** 50 MHz), ya que la la expansión del universo y el enfriamiento del gas hacen que la línea de 21 cm se acople a **Tgas** (mediante colisiones atómicas) menos eficaz que el acoplamiento al CMB. Esto impulsa **TS ÿ TCMB** y elimina la señal de 21 cm.

El acoplamiento de Lyÿ durante el amanecer cósmico1 debería revelar la presencia del gas frío a través de un fuerte Inmersión de absorción de 21 cm. Solo una combinación de dispersión de b-DM y la formación de la primera estrellas durante el amanecer cósmico puede explicar la fuerte característica de absorción medida por los EDGES experimento (Fig. 2). La existencia y la forma de la inmersión de absorción implica astrofísicamente temprano generado Lyman-ÿ y fondos de radiación de rayos X, consistentes con la ausencia de un fuerte señal de absorción a frecuencias más altas (consulte la sección S2 de información complementaria), mientras que la profundidad inesperadamente grande de la absorción indica gas cósmico que había sido sustancialmente enfriado por dispersión b-DM.

La señal de 21 cm observada se puede explicar con una amplia gama de propiedades de DM, en términos de la masa de partículas y la sección transversal de dispersión de b-DM (Fig. 3; también consulte Información complementaria sección S3). La masa de partículas de DM debe ser más ligera que unos pocos GeV, que es mucho más ligera. de lo esperado para una partícula masiva de interacción débil (WIMP), pero no hay un límite inferior en la masa, incluso hasta **mÿ ÿ** 10ÿ31 GeV como en DM24 borroso ultraligero. Una dispersión mínima se requiere una sección transversal (casi independiente de la masa de la partícula) de **ÿ1 >** 10ÿ21 cm2 , cual para la **v** **ÿ4** modelo (ec. 2) corresponde a **ÿc >** 10ÿ43 cm2 · No hay sección transversal máxima,

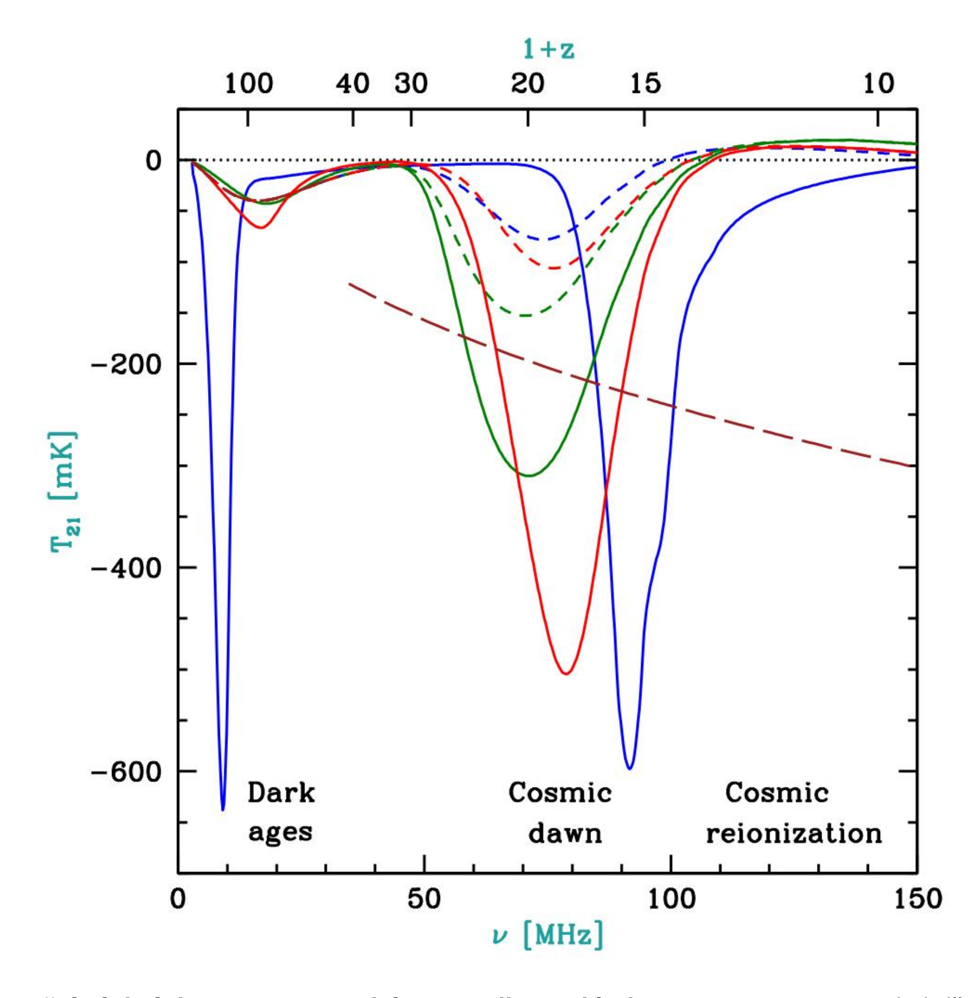


Figura 2: **Señal global de 21 cm en modelos con dispersión b-DM.** La temperatura de brillo de 21 cm promediada globalmente (en unidades de mK) se muestra en una frecuencia observada **ÿ** (en MHz), con el valor correspondiente de uno más el corrimiento al rojo que se muestra en la parte superior. Trazamos parte del espacio de posibles señales de 21 cm con tres modelos ilustrativos (curvas continuas): Sección transversal **ÿ1** = 8 **×** 10ÿ20 cm2 y masa de partículas DM **mÿ** = **0,3** GeV (rojo; aproximadamente igualando el valor observado más probable4 de la absorción máxima), **ÿ1** = 3 **×** 10ÿ19 cm2 y **mÿ** = 2 GeV (verde), y **ÿ1** = 1×10ÿ18 cm2 y **mÿ** = 0,01 GeV (azul). Estos modelos asumen varios parámetros astrofísicos; las señales de 21 cm correspondientes en ausencia de dispersión de b-DM se muestran como curvas discontinuas cortas, rojo (mismo modelo que el asumido en la Fig. 1), verde (mismo modelo excepto que la eficiencia de producción de fotones Lyÿ es 10 veces mayor) y azul (igual excepto que fÿ = 0,5 %, la formación de estrellas se produce en halos que permiten el enfriamiento molecular, la eficiencia de rayos X es 4 veces mayor y el espectro de rayos X se extiende hasta 0,1 keV en lugar de nuestro estándar 0,2 keV). También se muestra a modo de comparación (marrón con trazos largos) la predicción estándar de edades oscuras sin dispersión de b-DM (a **ÿ <** 33 MHz; coincide con todas las curvas de trazos cortos en este rango) y (a **ÿ >** 33 MHz) la más baja señal global de 21 cm en cada corrimiento al rojo que sea posible sin dispersión b-DM (independientemente de los parámetros astrofísicos). Notamos que en la mayor parte del espacio del modelo, el buzamiento de absorción del amanecer cósmico está bien ajustado por un gaussiano simple (aunque no por la curva sólida azul bastante exótica). La medida actual4 sugiere un aplanado algo d
7 Forma gaussiana, aunque el significado de esta diferencia no está claro dado el ruido sistemático.

de modo que, en términos de masa de partículas y sección transversal, el amanecer cósmico es sensible a una enorme rango de espacio de parámetros DM, la mayor parte del cual no está disponible para otras sondas actuales o futuras (consulte la sección Información complementaria S4).

Aunque hemos supuesto que **ÿ(v) ÿ v** ^{ÿ4}, la dependencia de la velocidad de la sección transversal puede explorarse con datos futuros de 21 cm. Otras medidas globales de 21 cm pueden ayudar, pero son es poco probable que resuelva las degeneraciones entre los parámetros de DM (amplitud de sección transversal, veloc dependencia de la densidad, masa de partícula) y los parámetros astrofísicos (el espectro de rayos X y la normalización y evolución del corrimiento al rojo de los diversos fondos de radiación según lo determinado por pa rámetros relacionados con la formación de galaxias). Mediciones detalladas de fluctuaciones de 21 cm, incluyendo el espectro de potencia de 21 cm, proporcionaría mucha más información. Por ejemplo, el nivel de la Las fluctuaciones causadas por la velocidad b-DM relativa que varía espacialmente (Fig. 1) depende directamente de qué tan rápido la sección transversal de dispersión varía con la velocidad. Más futurista sería un com parisón con una medición de la señal durante la edad oscura (Fig. 2), lo que implicaría velocidades algo diferentes y proporcionarían restricciones independientes de la astrofísica; cómo Sin embargo, incluso el satélite DARE25 propuesto solo baja a **ÿ** = 40 MHz, mientras que el la señal de la Edad Media está en 10 **ÿ** 30 MHz.

La señal observada también coloca el primer límite directo en los escenarios del universo temprano en el que la materia oscura no está completamente fría, es decir, tiene una velocidad térmica reliquia. La materia oscura debe ser más frío que los bariones para enfriarlos, por lo que si exigimos que sea más frío que **T** $_h^{20}$ a **z** = 20, su velocidad rms en 1 + **z** = 1010 debe ser **v** $_{\text{valor eficaz}}^{1010}$ km/s **q T 20** $_h$ /[10 K]q 1 **GeV/mÿ. <** 20 Además, para que el DM enfríe significativamente el gas en el amanecer cósmico sin interrumpiendo el CMB, debe alcanzar una velocidad térmica tan baja como unos pocos km/s en **z** = 20, que pone un límite superior (independiente de **mÿ)** de **ÿ** 150 km/s en **v** $_{\text{valor eficaz}}^{1010}$. Límites actuales de oscuridad cálida matter26 permiten modelos con **mÿ ÿ** 3 keV que tienen una **v** correspondiente $_{\text{valor eficaz}}^{1010}$ **ÿ** 10 km/s. Tal el movimiento térmico evade estos límites superiores pero es comparable a la velocidad relativa b-DM que

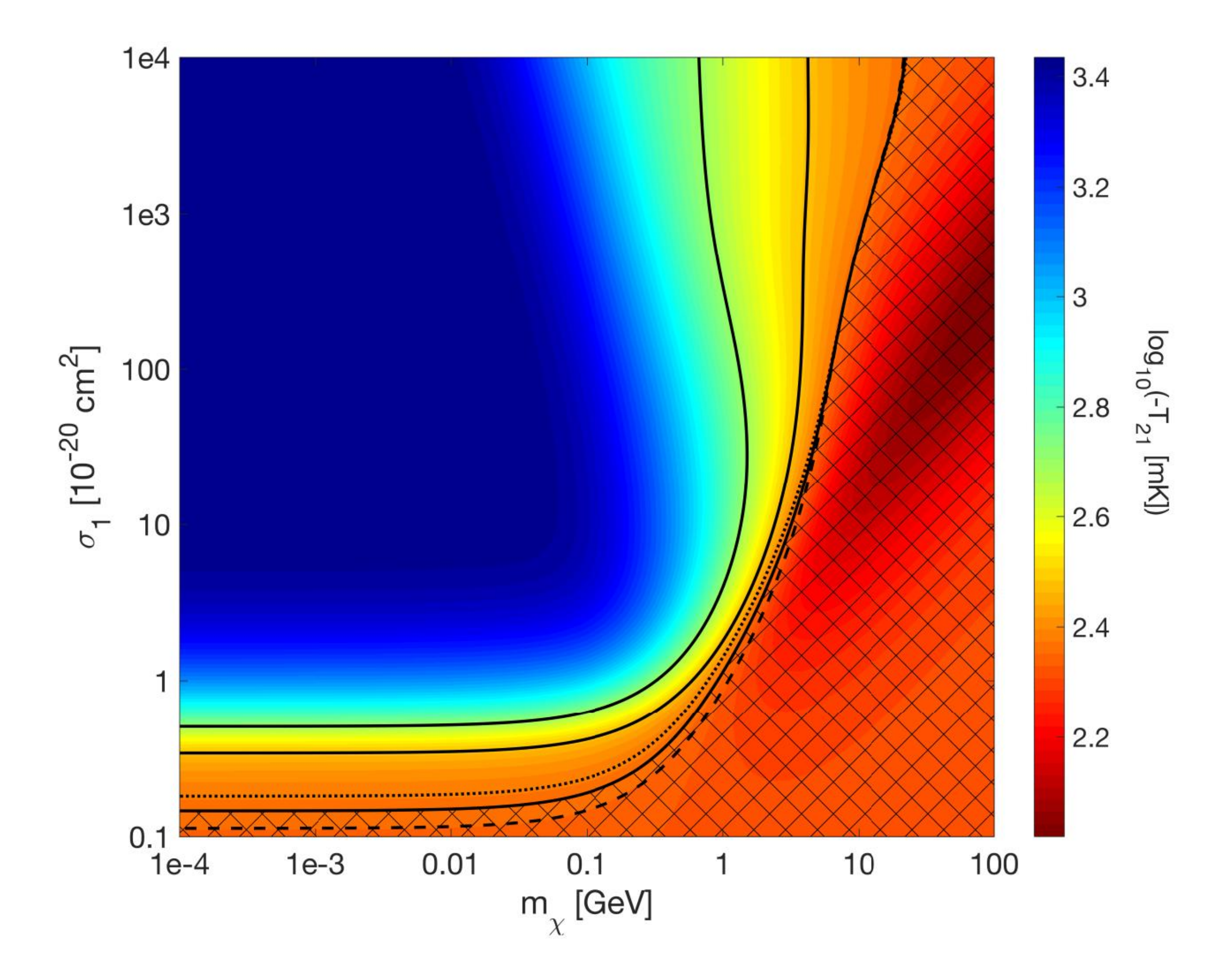


Figura 3: **Restricciones en las propiedades de la materia oscura utilizando el amanecer cósmico.** Mostramos la temperatura de brillo mínima posible de 21 cm **T21** (mostrada como log10 de su valor absoluto) en **z** = 17 **(ÿ** = **78,9** MHz), independientemente de la astrofísica (es decir, suponiendo un acoplamiento Lyman-ÿ saturado y sin calentamiento por rayos X) , en función de la masa de la partícula DM **mÿ** y la sección transversal b-DM **ÿ1** (ec. 2). También se muestran (curvas negras continuas) los contornos correspondientes a que **T21** es más negativo que la mayor profundidad de absorción posible sin dispersión b-DM, en un 10 %, 50 % o 100 % (de derecha a izquierda). La región sombreada se excluye suponiendo únicamente que los datos4 hayan establecido una absorción de al menos un 10 % más que el valor mínimo sin interacción (en **z** = 17, el valor mínimo sin interacción es igual a -210 mK, o 2,32 en la escala graficada); esto implica **ÿ1 > 1,5 ×** 10ÿ21 cm2 y **mÿ <** 23 GeV (aunque cualquier **mÿ** por encima de unos pocos GeV requiere un **ÿ1 alto,** una combinación de parámetros que probablemente entre en conflicto con otras restricciones; consulte la sección S4 de información complementaria). Si los datos establecen firmemente la absorción en al menos un 50 % más que el valor sin interacción, esto implica **que ÿ1 > 3,6 ×** 10ÿ21 cm2 y **mÿ < 3,5** GeV. También ilustramos la dependencia del corrimiento al rojo de estos límites a través de los contornos del 10% correspondientes en **z** = 14 (discontinua) y **z** = 20 (punteada). Este gráfico se centra en la señal global de 21 cm, pero tenga en cuenta que las fluctuaciones correspondientes de 21 cm también son, en la mayoría de los casos, mucho mayores de lo esperado en ausencia de dispersión b-DM.

domina el patrón de 21 cm (Fig. 1) y, por lo tanto, debería producir efectos observables significativos.

Pruebas astronómicas y posible confirmación de la señal observada4 y de su inter

Es probable que la interpretación en términos de dispersión de b-DM proceda en dos vías. Otros globales de 21 cm experimentos como SARAS27 y LEDA28 deberían tratar de confirmar la señal global medida nal Mientras tanto, los próximos experimentos de fluctuación de 21 cm destinados al amanecer cósmico proporcionarán una prueba definitiva, ya que el patrón de intensidad esperado de 21 cm debe mostrar claramente una transformada versión del patrón espacial esperado para la velocidad b-DM relativa (Fig. 1). Experimentos tales como HERA5 y Square Kilometre Array (SKA)6 deberían poder medir fácilmente la correlación correspondiente espectro de potencia de 21 cm, ya que la fluctuación rms en un modelo ilustrativo con b-DM la dispersión (Fig. 1) es de 140 mK, en comparación con un valor esperado anteriormente de como máximo **ÿ** 20 mK. los gran escala espacial del patrón de fluctuación (del orden de 100 Mpc comovivas, que corresponde a medio grado) también hará que sea más fácil de observar, ya que significa que la alta resolución angular no es necesario. Como en el caso del efecto impulsado por galaxias de la velocidad relativa b- DM21,22,23 , el espectro de potencia debe mostrar una fuerte firma de oscilación acústica bariónica (BAO), como la la velocidad surge en parte de la participación de los bariones en las ondas de sonido de la primordial fluido bariónico-fotónico; de hecho, las oscilaciones de BAO frente al número de onda deberían ser del orden de la unidad y tienen picos altos en **k ÿ** 0.03/Mpc y 0.07/Mpc, como en el espectro de potencia del relativo la velocidad misma21. Una medición de precisión en el amanecer cósmico de la escala BAO (y por lo tanto el an distancia de diámetro gular) sería una herramienta cosmológica útil para agregar a las restricciones actuales basadas en mediciones similares de agrupamiento de galaxias de bajo corrimiento al rojo29. Si la mayoría de las estrellas se forman en galáctica halos por debajo de **ÿ 107Mÿ,** entonces la formación de estrellas debería seguir el mismo patrón BAO21,22,23 y ser fuertemente anticorrelacionada con la temperatura bariónica.

El sorprendente patrón espacial predicho (Fig. 1) debería generar imágenes de 21 cm durante la cósmica. amanecer posible para el SKA dada su esperada sensibilidad6 . La distribución de probabilidad esperada función (PDF) de la intensidad de 21 cm es un Maxwelliano transformado, que es altamente asimétrico

rico; las imágenes podrían verificar directamente esta sorprendente e inesperada no-gaussianidad. los históricamente se ha inferido la presencia de DM asumiendo la vigencia de la Relativización General idad en escalas galácticas y cosmológicas; la confirmación de la existencia de DM sería así también constituyen otro triunfo para Einstein.

Referencias

1. Madau, P., Meiksin, A., Rees, MJ Tomografía de 21 centímetros del medio intergaláctico en alto corrimiento al rojo. **Astrofias. J. 475,** 429–444 (1997)

2. Furlanetto, SR, Oh, SP, Briggs, FH Cosmología a bajas frecuencias: El transi de 21 cm ción y el Universo de alto corrimiento al rojo. **física Rep. 433,** 181–301 (2006)

3. Barkana, R. 2016, Phys. Rep., 645, 1

4. Bowman, JD, Rogers, AEE, Monsalve, R., Mozdzen, T., Mahesh, N. Detección de 21-cm absorción del fondo cósmico de microondas por hidrógeno primordial 178 millones años después del Big Bang. 2017, Naturaleza, presentado.

5. DeBoer, DR, Parsons, AR, Aguirre , JE, et al.

6. L. Koopmans, J. Pritchard, G. Mellema, J. Aguirre, K. Ahn, et al. 2015, Actas de Avance de la astrofísica con la matriz de kilómetros cuadrados (AASKA14). 9 -13 junio, 2014. Giardini Naxos, Italia

7. Purcell, EM y Field, GB 1956. Influencia de las colisiones en la población de hiperfina Estados en Hidrógeno. ApJ, 124, 542

8. Hogan, CJ, Rees, MJ, lunes. No. R. Astron. Soc. 188 (1979) 791.

9. Scott, D., Rees, MJ, lunes. No. R. Astron. Soc. 247 (1990) 510.

10. Furlanetto, SR El fondo global de 21 centímetros de altos desplazamientos al rojo. **Lun. No. r Astron. Soc. 371,** 867–878 (2006)

11. Fialkov, A., Barkana, R., Visbal, E. Naturaleza 506 (2014) 197

12. Wouthuysen, SA, Astron. J. 57 (1952) 31.

13. Campo, GB, Proc. IRE 46 (1958) 240.

14. Davidson, S., Hannestad, S. y Raffelt, G. 2000, Revista de física de alta energía, 5, 003

15. Dubovsky, SL, Gorbunov, DS y Rubtsov, GI 2004, Revista soviética de estudios experimentales y Cartas de Física Teórica, 79, 1

16. McDermott, SD, Yu, H.-B. y Zurek, KM 2011, PRD, 83, 063509

17. Dvorkin, C., Blum, K. y Kamionkowski, M. 2014, PRD, 89, 023519

18. Tashiro, H., Kadota, K. y Silk, J. 2014, PRD, 90, 083522

19. Mu˜noz, JB, Kovetz, ED, & Ali-Ha¨ÿmoud, Y. 2015, PRD, 92, 083528

20. Sunyaev, RA, Zeldovich, YB 1970, Ap&SS, 7, 3

21. Tseliakhovich, D., Hirata, C. Velocidad relativa de la materia oscura y los fluidos bariónicos y la formación de las primeras estructuras. **física Rev. D 82,** 083520 (2010)

22. Dalal, N., Pen, U.-L. y Seljak, U. 2010, JCAP, 11, 007

23. Visbal, E., Barkana, R., Fialkov, A., Tseliakhovich, D., Hirata, CM La firma del primeras estrellas en hidrógeno atómico en redshift 20. **Nature 487,** 70 (2012)

24. Hu, W., Barkana, R., Gruzinov, A. Fuzzy Cold Dark Matter: The Wave Properties of Ultra Partículas ligeras. **física Rev. Carta 85,** 1158-1161 (2000)

25. Burns, JO, Lazio, J., Bale, S., Bowman, J., Bradley, R. et al., 2012, AdSpR, 49, 433

26. Irÿsiÿc, V., Viel, M., Haehnelt, MG, et al. Nuevas restricciones en la transmisión gratuita de contenido cálido materia oscura a partir de datos de Lyman-forest de escala intermedia y pequeña. PRD 96, 023522 (2017)

27. Singh, S., Subrahmanyan, R., Udaya Shankar, N., Sathyanarayana Rao, M., Fialkov, A., Cohen, A., Barkana, R., Girish, BS, Raghunathan, A., Somashekar, R., Srivani, KS 2017. Primeros resultados de la Época de Reionización de First Light con SARAS 2. ApJ Cartas, en prensa. arXiv:1703.06647

28. Bernardi, G., McQuinn, M. y Greenhill, LJ, 2015, ApJ, 799, 90

29. Alam, S., Ata, M., Bailey, S., et al. 2017. El agrupamiento de galaxias en el completo SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: análisis cosmológico del DR12 muestra de galaxia **Lun. No. R. Astron. Soc.** 470, 2617

30. Cohen, A., Fialkov, A., Barkana, R. y Lotem, M. 2016, arXiv:1609.02312

31. Barkana, R., Loeb, A. Detectando las primeras galaxias a través de dos nuevas fuentes de 21 Fluctuaciones centimétricas. **Astrofias. J. 626,** 1-11 (2005)

32. Pritchard, JR, Furlanetto, S. Las fluctuaciones de 21 cm del calentamiento de rayos X no homogéneo se reionización previa. **Lun. No. R. Astron. Soc. 376,** 1680-1694 (2007)

33. (Colaboración de Planck:) Ade, PAR, Aghanim, N., et al. Astron. y Astro. 594 (2016) 13

La información complementaria está vinculada a la versión en línea del artículo en www.nature.com/nature.

Agradecimientos Agradezco a Judd Bowman por alertarme sobre posibles indicaciones de absorción muy profunda en los resultados de EDGES, que inspiró este trabajo. Este proyecto/publicación fue posible gracias al apoyo de una subvención de la Fundación John Templeton. los

Las opiniones expresadas en esta publicación son del autor y no reflejan necesariamente la Vistas de la Fundación John Templeton.

Información del **autor La información sobre** reimpresiones y permisos está disponible en www.nature.com/reprints.

La correspondencia y las solicitudes de materiales deben dirigirse a RB (barkana@tau.ac.il).

Información suplementaria

S1. Absorción más fuerte posible sin barión - dispersión de materia oscura

Una medida de absorción más fuerte de lo esperado es una prueba irrefutable para la materia oscura, ya que dicha absorción no puede producirse sin la dispersión de b-DM. En la imagen estándar, la mejor El escenario de caso para producir una fuerte absorción de 21 cm es asumir que no hay reionización (es decir, **xH I** = 1 en la ec. 1), acoplamiento saturado (es decir, **TS** = **Tgas)** y sin calentamiento astrofísico. En este caso, el el gas a altos desplazamientos al rojo es más frío que el CMB ya que su enfriamiento adiabático es más rápido. sin embargo, el Los bariones se acoplan térmicamente al CMB a través del calentamiento Compton hasta **z ÿ** 150. Este pozo la física entendida produce[34] una señal de absorción más fuerte posible (independientemente de la incertidumbre astrofísica con alto corrimiento al rojo) de **T21** = ÿ209 mK a **ÿ** = 78 MHz. Notamos que ÿ209 mK es el máxima absorción posible, es decir, es un valor extremo (en el caso estándar sin b-DM dispersión) que no se consideraría particularmente probable; modelos con varios astrofísicos valores de parámetros[30] predecir valores **T21** en **ÿ** = 78 MHz que van desde ÿ209 mK hasta valores positivos valores, con la mayoría entre -150 mK y -50 mK. En términos más generales, el 21- cm en cada frecuencia que sería posible sin dispersión b-DM (independientemente de la detalles de la astrofísica de alto corrimiento al rojo) se muestra (a **ÿ >** 33 MHz) por la curva discontinua marrón en Figura 2.

Podemos considerar varias ideas para aumentar la absorción sin interacciones b-DM. Las fluctuaciones en la densidad del gas **ÿg** afectan la señal de 21 cm, como la fuerza de absorción **ÿ ÿg.** Sin embargo, el calentamiento adiabático con **Tgas ÿ**$^{2/3}$**ÿ** contrarresta esto y conduce a solo un pequeño aumento

en la absorción en regiones sobredensas, mientras que en los vacíos estos factores se combinan para debilitar la absorción total. En realidad, las fluctuaciones lineales son simétricas y se cancelan cuando se promedian. globalmente en las regiones sobredensa y subdensa. Para cambiar la señal observada, significa Se necesitan fluctuaciones no lineales. El régimen de fluctuaciones de densidad levemente no lineales es bien entendido, ya que corresponde a las láminas y filamentos de la tela cósmica que suc explicar con éxito[35] las propiedades observadas del bosque Lyman-ÿ en **z** = 2 **ÿ** 5. El Universo en el amanecer cósmico se espera que sea mucho más homogéneo, con las fluctuaciones de densidad menos no lineal, ya que la gravedad no había tenido tanto tiempo para impulsar el crecimiento de las fluctuaciones. Nunca Sin embargo, incluso si tuviéramos que suponer que de alguna manera las fluctuaciones de densidad correspondientes a la El bosque Lyman-ÿ ya estaba en su lugar en **z ÿ** 20, esto aún no produciría una absorción más profunda señal de ción. Para verificar esto cuantitativamente, asumimos el mejor caso de **TS** = **Tgas** y adiabático calefacción/refrigeración, y promedie la temperatura de brillo de 21 cm sobre la distribución de densidad en **z** = 2 **ÿ** 6 en simulaciones que coinciden con las observaciones de Lyman-ÿ[36] . El resultado que encontramos es un más débil absorción promedio que ocurriría en ausencia de cualquier fluctuación de densidad. Más evidencia que las fluctuaciones de densidad no producen una absorción inusual proviene de simulaciones numéricas del Universo durante el amanecer cósmico; estos se han ejecutado en una variedad de volúmenes y reso lutions[37,38,39], y ninguno ha predicho una señal de absorción promediada globalmente más fuerte que la límite simple que se muestra en la Fig. 2.

Mientras que bajo cosmología estándar la fracción de gas total dentro de los halos virializados en **z** = 20 es espera que esté por debajo del 1%, podemos considerar un escenario exótico donde inesperadamente gran densidad las fluctuaciones a pequeña escala producirían una abundancia mucho mayor de minihalos. Esto también no produciría más absorción. La **Tgas** más baja en **z** = 20 en el escenario estándar es **ÿ** 9 K en la densidad media cósmica. A medida que el gas se calienta adiabáticamente, alcanza la temperatura CMB (57 K en **z** = 20) a una modesta sobredensidad de 16. Después de ese punto, contribuye con una emisión adicional, no absorción. Cuando el gas entra en un halo virializado, es probable que se caliente por choque. Si se enfría eficientemente,

El enfriamiento primordial a través del hidrógeno molecular solo es efectivo a temperaturas de unos pocos cien K, y en cualquier caso, el enfriamiento eficiente probablemente conduce a la formación de estrellas e incluso más calefacción. También observamos que la profundidad óptica de 21 cm del gas más frío posible (sin b-DM dispersión) es **ÿ21 ÿ** 10% a la densidad media en **z** = 20; esto varía como **ÿ21 ÿ ÿg/Tgas ÿ ÿ** **1/3** suponiendo una evolución adiabática. Esto significa que solo el gas muy denso (dentro de halos virializados) puede ser ópticamente grueso.

Otra posibilidad es cambiar la fracción de electrones residuales después de la recombinación, lo que determina la tasa de calentamiento Compton que mantiene el gas cerca de la temperatura CMB hasta que **z ÿ** 150. Para producir una absorción inusualmente fuerte, por ejemplo **T21** = ÿ300 mK a **ÿ** = 77 MHz, el gas necesitaría desacoplarse térmicamente en un 1+z que es más alto por un factor de 1.4, lo que ocurriría si la fracción ionizada residual fuera más baja de lo esperado por aproximadamente un factor de 4. Antes recombinación cósmica, el gas está fuertemente acoplado al CMB y no puede agruparse, por lo que probablemente no se vea afectado incluso por la física exótica, como la agrupación de DM inusualmente fuerte. Después de la congelación al final de la recombinación cósmica, el tiempo de recombinación continúa aumentando a medida que **1/ÿg ,** de modo que la fracción de electrones residuales solo cambia lentamente con el tiempo y es solo débilmente depende de la densidad (en parte porque el coeficiente de recombinación disminuye con la temperatura, y este último aumenta con la densidad). Es difícil imaginar algo que pueda bajar la media. fracción de electrones residuales por un factor grande.

De manera más general, sería difícil cambiar sustancialmente la física involucrada en la cósmica. recombinación, los parámetros cosmológicos básicos o la historia de la expansión cósmica. Estas entradas están fuertemente limitadas por el éxito de la cosmología estándar en las observaciones de ajuste de el CMB más observaciones de desplazamiento al rojo bajo. Posibles ideas para astrofísica exótica o física como como poblaciones inesperadas de estrellas o agujeros negros, o la aniquilación o descomposición de la materia oscura, también fallan para fortalecer la absorción. Tales escenarios generarían rayos UV, rayos X o rayos gamma adicionales. radiación, lo que generaría más calor y más ionización (lo que impulsaría

el calentamiento Compton del gas y menor **xH** I); además, el acoplamiento Lyman-ÿ no puede volverse más fuerte que el límite de acoplamiento saturado **(TS** = **Tgas)** que hemos considerado aquí.

S2. Consideraciones e implicaciones astrofísicas

Mientras que los parámetros detallados de las fuentes astrofísicas en alto desplazamiento al rojo son muy inciertos tain, fuerte absorción de 21 cm es una predicción genérica. Un escaneo a través de una amplia gama de actualmente valores de parámetros astrofísicos plausibles30 (sin dispersión b-DM) muestra que todos los modelos cuentan ture una caída de absorción durante el amanecer cósmico10, producido (en la dirección de aumento de ÿ) por un caída (es decir, aumento de la absorción) debido al aumento del acoplamiento Lyman-ÿ seguido de un aumento debido a aumento del calentamiento por rayos X (o debido a la reionización en modelos con calentamiento tardío por rayos X); la profundidad de la caída de absorción puede caer30 en cualquier lugar en el rango ÿ240 mK **< T21,min <** ÿ25 mK, y su posición en el rango 52 MHz **< ÿmin <** 120 MHz (correspondiente a 11 **< zmin <** 26,5).

Una vez que se incluye la dispersión b-DM, la señal global observada de 21 cm se determina mediante una interacción compleja de esta dispersión con la astrofísica. Por ejemplo, en la gran región permitida (Fig. 3) de bajo **mX** y alto **ÿ1,** el enfriamiento inicial debido a la dispersión b-DM puede ser extremadamente efectivo y conduce a una absorción global de 21 cm de ÿ1000 mK o incluso más fuerte en la edad oscura (aunque solo a desplazamientos al rojo muy altos por encima de 100). En estos modelos, el gas es tan frío que Lyman El acoplamiento **ÿ** se retrasa debido a correcciones de baja temperatura (discutido justo debajo) y rayos X. el calentamiento también se retrasa ya que inicialmente debe contrarrestar el enfriamiento b-DM. Esto tiende a producir un buzamiento de absorción relativamente profundo y amplio excepto con parámetros astrofísicos particulares; este región en el espacio de parámetros puede verse desfavorecida por los datos4 , pero una conclusión clara requiere una consideración completa de la gran variedad de posibles parámetros astrofísicos, que dejamos para trabajos futuros. También notamos que un **ÿ1** muy alto tendería a suprimir el b-DM relativo velocidad y con ella las fluctuaciones asociadas (discutidas en el texto principal), aunque en cualquier caso las fluctuaciones normales de 21 cm debidas a la formación no homogénea de galaxias aumentarían en proporción al valor absoluto (inesperadamente grande) de la señal global media.

La señal[4] global observada de 21 cm implica la primera detección de algunas de las primeras estrellas. La ubicación del pico de absorción en **z ÿ** 17 no es especialmente sorprendente, pero significativamente reduce los parámetros astrofísicos que antes eran casi ilimitados. En generación general, la absorción máxima corresponde a las últimas etapas del acoplamiento Lyman-ÿ y las primeras Etapas de calentamiento por rayos X. El momento observado de estos hitos cósmicos astrofísicos es fácil mente dentro del rango esperado de parámetros astrofísicos[30]. Curiosamente, los principios implícitos El calentamiento es consistente con los primeros límites de las observaciones de 21 cm tanto del global como del fluctuante. ción señales[40,27,41], que desfavorecen una fuerte absorción en redshifts bajos (como se esperaría en caso de calentamiento tardío). De hecho, la señal detectada implica que futuras observaciones de 21 cm debería centrarse en el amanecer cósmico, donde la señal de 21 cm (en términos de señal global y el espectro de potencia) es probablemente mucho más fuerte de lo que se esperaba anteriormente, y no en la era posterior de reionización cósmica, donde es probable que la intensidad de la señal caiga dentro de la parte inferior de la rango previamente esperado.

Un detalle físico interesante es que se sabe que el acoplamiento Lyman-ÿ de la línea de 21 cm es resultan menos efectivos cuando la temperatura del gas es baja[42,43,44,45,3]. En el caso estándar, estos bajos las correcciones de temperatura ascienden como máximo a una reducción del 20% en el acoplamiento en cualquier redshift[3]; con las temperaturas de gas más bajas encontradas en el caso de una dispersión significativa de b-DM, la las correcciones de baja temperatura pueden reducir el acoplamiento en un orden de magnitud o más, retrasar ing fuerte acoplamiento Lyman-ÿ y cambiando en gran medida la señal global de 21 cm; de hecho, en algunos modelos posibles, la temperatura del gas es tan baja **(< 0,1** K) que estos correcciones de baja temperatura es posible que sea necesario volver a evaluar las cuestiones. Otro punto importante es que la expresión estándar para el La señal de 21 cm (ec. 1) es una linealización que supone una profundidad óptica baja de 21 cm (una suposición válida si no hay dispersión b-DM), pero encontramos valores altos y, por lo tanto, siempre usamos el más expresión general[1]. También observamos que incluso con gas muy frío, el calentamiento directo de Lyman-ÿ puede ser descuidado ya que es muy débil[43] en comparación con el calentamiento por rayos X.

Observamos que la dispersión b-DM significativa tendría otra desventaja astrofísica interesante secuencia, ya que afectaría la formación de las primeras estrellas. La temperatura más baja del gas sería reducir la masa de Jeans, y la disipación de la velocidad b-DM relativa reduciría su sup Efectos de la presión sobre la formación estelar. Ambos efectos tenderían a impulsar la formación estelar. en relación con el caso de que no haya dispersión de b-DM, pero el impacto puede ser limitado ya que estos diversos los efectos sobre la formación de estrellas se acumulan con el tiempo; La caída de bariones en la formación de halos de DM comienza en recombinación, y para la mayoría de los valores de parámetros de DM lleva algún tiempo hasta que la dispersión de b-DM tiene un efecto significativo. Hemos despreciado los efectos sobre la formación de galaxias en este trabajo ya que quedan eclipsados por el efecto directo del exceso de enfriamiento del gas en la señal de 21 cm.

S3. El rango de masas de partículas de DM y secciones transversales de dispersión de b-DM que pueden afectar amanecer cósmico

Los parámetros de DM que afectan la cosmología de 21 cm se muestran en detalle en la Fig. 3, pero es importante entender la física detrás de las características más importantes. En particular, podemos entender fácilmente por qué hay un límite superior en la masa de partículas de DM que puede significativamente enfriar los bariones cósmicos considerando el máximo enfriamiento posible. Como se menciona en la sec. ción S1, los bariones se desacoplaron térmicamente del CMB en **z ÿ** 150. En presencia de b-DM dispersión, en ese momento el DM ha adquirido una temperatura distinta de cero, pero en el mejor de los casos para el enfriamiento máximo de los bariones es que todavía **Tÿ ÿ** T_{gas} en este momento. Para que ocurra el enfriamiento, los dos fluidos deben acoplarse significativamente después de que los bariones se desacoplan térmicamente, de modo que el los bariones comparten parte de su energía con los bariones. Lo máximo que puede lograr tal acoplamiento, si es fuerte, es un equilibrio térmico en el que tanto los bariones como el DM llegan a un com temperatura mon (dependiente del tiempo) T_{fin}. Entonces, en un momento dado, la relación entre el barión temperatura T_{gas} en ausencia de dispersión b-DM y la temperatura más baja posible T_{fin}

con dispersión viene dada por la conservación de la energía (por unidad de volumen) como

$$\mathbf{Tfin} = \mathbf{Tgas\ nb} \frac{\text{nótese bien}}{+\ \mathbf{n}ÿ} = \frac{}{\mathbf{Tgas}\ 1 + (ÿÿ/ÿb)(\mu b/mÿ)}\ ÿ\ \frac{\mathbf{Tgas}}{1 + (6\ \text{GeV})/mÿ}\ , \qquad (3)$$

donde **nb** y **nÿ** son las densidades numéricas de los bariones y DM, respectivamente, **ÿb** y **ÿÿ** las densidades (medias) correspondientes, **µb** es la masa bariónica media y **mÿ** la masa de un DM partícula. Nótese que hemos despreciado aquí el efecto de la velocidad relativa b-DM inicial, pero la energía cinética asociada solo produciría más calor. Como ejemplo, para poder llegar a **T21** = ÿ315 mK en **z** = 17, la estimación simple en eq. 3 produce un **mÿ** máximo posible de 12 GeV. En realidad, el enfriamiento nunca alcanza el mejor de los casos supuesto en este simple estimación, y encontramos una masa máxima real de 3,5 GeV (ver Fig. 3). Si el pico observado se determina que la absorción es aún más fuerte que este límite mejoraría.

No existe un límite inferior en la masa de partículas de DM que pueda afectar la señal de 21 cm, ya que la la velocidad de enfriamiento se vuelve independiente de **mÿ** cuando **mÿ ÿ µb.** En ese límite, la energía perdida por un barión por colisión (a una velocidad relativa b-DM dada) es **ÿ mÿ,** mientras que la tasa de dispersión es **ÿ nÿÿ1,** por lo que la tasa de enfriamiento total es **ÿ ÿÿÿ1,** donde **ÿÿ** es la densidad media (conocida) de MS. Así, una interacción significativa requiere un mínimo **ÿ1** que sea independiente de **mÿ** cuando **mÿ ÿ µb** (Fig. 3).

La dependencia de la efectividad del enfriamiento bariónico en la cruz de dispersión b-DM la sección no es trivial. Una sección transversal más alta significa que una mayor parte de la energía térmica del se pueden transferir bariones al DM, pero por otro lado también implica que el DM se calienta más temprano, antes del desacoplamiento térmico del gas del CMB, lo que reduce la capacidad del DM para enfriar posteriormente el gas. Incluso hay una región (p. ej., **ÿ1** = 2 **×** 10ÿ18 cm2 y **mÿ** = 100 GeV; ver Fig. 3) donde la interacción b-DM provoca un pequeño **calentamiento** bariónico neto ya que su principal efecto es transferir energía cinética de la velocidad relativa b-DM a la aleatoria movimientos de gases.

S4. Comparando el amanecer cósmico con otros límites en las interacciones b-DM

La comparación entre el amanecer cósmico como detector de materia oscura y las limitaciones de detección, aceleradores y varios fenómenos astrofísicos, depende del modelo. Asumimos aquí el **ÿ(v) ÿ v**^{ÿ4} modelo, en cuyo caso los espacios de parámetros se superponen y otras búsquedas puede ser capaz de detectar o descartar una partícula de DM que sea relevante para las observaciones de 21 cm de amanecer cósmico. Sin embargo, notamos que una interacción más compleja, por ejemplo, basada en un estado ligado o resonancia que es significativa solo a bajas velocidades, podría invalidar cualquier comparación y hacer del amanecer cósmico una sonda única. La dependencia adicional del modelo entra en algunos de los comparaciones que involucran también suposiciones sobre la aniquilación de DM o la dependencia del espín de la dispersión de b-DM.

Límites en la **v**^{ÿ4} modelo han sido previamente derivados16, con los límites más fuertes basados en las observaciones de CMB (más una ligera mejora al incluir el agrupamiento basado en Lyman **ÿ** datos forestales)17. El límite de confianza del 95% equivalente a **ÿ1 <** 2 **× 10ÿ19(mÿ/GeV)** cm2 sin embargo, se derivó solo para **mÿ ÿ mH.** Este cálculo se debe volver a hacer para menor masa **mÿ,** junto con una adecuada inclusión de la variación espacial de la velocidad relativa b-DM, que introduciría un patrón CMB que puede ser parcialmente degenerado con el estándar. Nosotros puede estimar aproximadamente la corrección para una masa de DM más baja; en el límite de acoplamiento fuerte (de modo que **Tÿ** = **Tgas),** incluyendo la contribución (despreciada en el límite anterior) de la DM a la velocidad térmica relativa, y suponiendo que el límite **ÿ v**^{ÿ4} , da un límite modificado de **ÿ1 <** 2 **× 10ÿ19(mÿ/GeV)[1** + **(µb/mÿ)]2** cm2 . Tenga en cuenta, sin embargo, que si el acoplamiento no es fuerte, entonces **Tÿ < Tgas** y el factor de corrección es menor. Concluimos que los límites de CMB pueden complementar la señal de 21 cm dando límites superiores significativos en **ÿ1,** pero estos límites deben ser cuidadosamente re-calculado. También hay un límite en la dispersión de b-DM de las distorsiones espectrales del CMB46 , pero esas distorsiones ocurren en corrimientos al rojo bastante altos (y por lo tanto altas velocidades), por lo que no han sido considerado para una sección transversal que alcanza su punto máximo a bajas velocidades, como **ÿ(v) ÿ v**^{ÿ4} modelo.

Una posibilidad especulativa que debe verificarse es que entre la igualdad entre materia y radiación y la recomendación binación, un período en el que las fluctuaciones normalmente crecen en el DM pero no en los bariones, el b-DM acoplamiento podría suprimir el crecimiento de las fluctuaciones en la DM, y tal vez este efecto puede ser consistente con las observaciones de CMB pero aún significativo para el espectro de potencia a bajo corrimiento al rojo.

Es interesante considerar el modelo de milicarga DM específico, que como se mencionó anteriormente naturalmente produce una **v** ÿ4 sección transversal. En este modelo, después de la recombinación, el efecto de la sección transversal cae progresivamente en proporción a la fracción residual de protones. Por lo tanto, el efecto de la dispersión de DM en el enfriamiento bariónico se suprime en relación con el efecto sobre el CMB por un factor de **~** 5000. En este caso, el límite de CMB (con la corrección estimada anterior) descartaría un efecto significativo en la señal de 21 cm en el amanecer cósmico a menos que **mÿ <** 60 MeV.

Un límite diferente en las interacciones b-DM proviene de experimentos que intentan determinar directamente tecte la dispersión de DM con núcleos objetivo en el laboratorio. Suponiendo velocidades de halo típicas de la Vía Láctea de ordena la velocidad de rotación de **ÿ** 200 km/s, el mínimo **ÿ1 >** 10ÿ21 cm2 requerido para un cósmico El efecto de 21 cm (Fig. 3) se traduce (en una **v** ÿ4 modelo) a ÿ(200 **km/s) >** 6 **×** 10ÿ31 cm2 . esto cae justo en el rango de secciones transversales que son difíciles de sondear con experiencia de detección subterránea mentos, ya que en tales secciones transversales se espera que las partículas de DM pierdan la mayor parte de su energía en la corteza terrestre antes de llegar al detector47. El experimento subterráneo CRESST es más relevante para la región del parámetro de 21 cm, aunque restringe solo masas relativamente altas; en **mÿ** = **1ÿ5** GeV, descarta (suponiendo interacciones independientes del espín a lo largo de este disco sión) valores de ÿ(200 **km/s)** entre 10ÿ37 cm2 y 2 **ÿ** 3 **×** 10ÿ31 cm2 (el límite superior varía algo con mÿ), aunque el límite podría ser más fuerte cuando se vuelve a calcular para una **v** ÿ4 modelo (ya que las partículas se ralentizan a medida que se dispersan dentro de la Tierra). Experimentos por encima de la Tierra superficie por lo tanto tienen una ventaja. Un experimento con globo de 1987 descarta **mÿ > 2ÿ3** GeV (el pre límite de corte depende de las incertidumbres en la distribución de la velocidad del halo de DM)48,47. El basado en cohetes El experimento de calorimetría cuántica de rayos X (XQC) excluye 49 ÿ (200 **km/s) >** 1 **×** 10ÿ29 cm2 para

mÿ > 0,5 GeV. Los límites de todos estos experimentos sobre masas de partículas de DM más bajas son bastante débil (aunque esto podría cambiar con nuevas técnicas[50,51]). Un límite mucho más fuerte proviene de la otra cara de las interacciones de la Tierra mencionadas anteriormente. La dispersión de las partículas de DM dentro la Tierra la calentaría demasiado[52,53] a menos que ÿ(200 **km/s) <** 10ÿ32 **(GeV/mÿ)** cm2 , válido para **mÿ** de unos pocos GeV e inferiores; esto implica que un efecto significativo de 21 cm en el amanecer cósmico requiere **mÿ <** 15 MeV. Sin embargo, la restricción del calentamiento de la Tierra se basa en algunas suposiciones re garding aniquilación DM. Además, este y todos los límites de detección directa anteriores en **ÿ** son más débiles por 3–4 órdenes de magnitud para las interacciones dependientes del espín[53,47], mientras que la dispersión cósmica con el hidrógeno seguiría siendo igual de fuerte para tal interacción dado el espín nuclear del hidrógeno de **I** = **1/2** (nótese que 4He no contribuiría en ese caso).

En aceleradores de partículas de alta energía, dado que las energías de colisión suelen ser mucho mayores que un GeV, asumimos que la sección transversal relevante es **ÿc.** Los aceleradores pueden sondear algunos de el espacio de parámetros que es relevante para la cosmología de 21 cm, pero comparar los límites depende fuertemente en el tipo de interacción precisa y la naturaleza de la partícula DM[51,54]. El barco propuesto experimento en el CERN ha sido motivado por los muchos mecanismos físicos posibles para pro producir partículas de DM que interactúan muy débilmente en el rango de masas MeV-GeV[54]; la cosmología puede ahora dar un impulso adicional.

Las restricciones astrofísicas sobre las interacciones b-DM son generalmente más débiles que las que tenemos. considerado[52]. El límite más significativo, de los rayos cósmicos, a menudo se cita como ÿ(200 **km/s) <** 8 **× 10ÿ27(mÿ/GeV)** cm2 , pero esto solo es válido para **mÿ** grandes (mayores de **ÿ** 100 GeV), y el los límites de las masas de partículas de DM en nuestro rango de interés son mucho más débiles[55] .

Nuevamente enfatizamos que hemos asumido a lo largo de esta sección una **v** ÿ4 dependencia de la sección transversal de dispersión b-DM, pero cualquier modificación de esto tendría un efecto importante en las comparaciones anteriores de la señal cosmológica con los diversos límites en la interacción b-DM ciones (como lo harían otras extensiones del espacio de parámetros, como permitir solo una fracción del

DM para dispersar con bariones); también, las restricciones previas a menudo se han derivado para una velocidad sección transversal independiente y debe ser reevaluado cuidadosamente para el caso de una fuerte velocidad dependencia. También notamos que las restricciones en la partícula DM de tener el requerido la densidad cósmica reliquia dependen del modelo, ya que dependen de la sección transversal de aniquilación (por producción térmica) o el mecanismo de producción detallado (para producción no térmica). Como un ejemplo simple, si asumimos la producción térmica, una sección transversal de aniquilación como se esperaba para la interacción débil, y una sección transversal b-DM similar a velocidades relativistas (de modo que **ÿc ÿ** 10ÿ36 cmÿ2), entonces la señal de 21 cm sugiere algo más cercano a una **v** ÿ3 dependencia más bien que **v** ÿ4 .

Finalmente, notamos que después de que se envió esta **Carta ,** se definieron los límites en la dispersión de b-DM. rived56 a partir de observaciones de bajo corrimiento al rojo de la temperatura del medio intergaláctico, basadas en el bosque de Lyman-ÿ en **z ÿ** 5. Estos límites están efectivamente a velocidades relativas de **ÿ** 10 km/s, que es similar a los límites CMB discutidos anteriormente. El límite superior derivado de **ÿc <** 3 **×** 10ÿ38 cm2 para una **v** ÿ4 modelo (para **mÿ <<** 1 GeV) es de unos cinco órdenes de magni Tud por encima de la sección transversal mínima que se puede sondear en el amanecer cósmico, y es más fuerte que el límite de CMB anterior solo para **mÿ** por debajo de **ÿ** 1 MeV (aunque, como señalamos, el límite de CMB debe ser revisado cuidadosamente). Además, la validez de este límite preciso de corrimiento al rojo bajo no está clara. ya que depende de la historia de fotocalentamiento del medio intergaláctico; esto último depende sobre la distribución espacial y temporal del espectro de fuentes ionizantes, la distribución de absorbentes de límite de Lyman y los efectos posteriores de la reionización no homogénea, todos los cuales son incompletamente conocido. En la sonda de bajo corrimiento al rojo, el calentamiento astrofísico es parcialmente degenerado con interacciones b-DM, y no hay un signo inequívoco de DM similar al exceso de absorción señal durante el amanecer cósmico.

Referencias

34. Ali-Ha¨ÿmoud, Y., Hirata, CM 2011. Phys. Rev. D 83, 043513

35. McQuinn, M. 2016, Ann. Rev. Astron. Astrofias., 54, 313

36. Miralda-Escude, J., Haehnelt, M., Rees, MJ Astroph. J. 530 (2000) 1.

37. HE Ross, Dixon, KL, Iliev, IT y Mellema, G. 2017, MNRAS, 468, 3785

38. O'Leary, RM y McQuinn, M. 2012, ApJ, 760, 4

39. Semelin, B., Eames, E., Bolgar, F. y Caillat, M., arXiv:1707.02073 (2017)

40. Monsalve, RA, Rogers, AEE, Bowman, JD y Mozdzen, TJ Resultados de EDGES Banda alta. I. Restricciones de los modelos fenomenológicos para la señal global de 21 cm. ApJ, 847, 64 (2017)

41. Ali, ZS, Parsons, AR, Zheng, H., et al. DOCUMENTO-64 Restricciones en la reionización: El 21 cm Espectro de potencia en z = 8,4. ApJ, 809, 61 (2015)

42. L. Chuzhoy, PR Shapiro, Astroph. J. 651 (2006) 1

43. X. Chen, J. Miralda-Escude, Astroph. J. 602 (2004) 1.

44. Hirata, CM, lun. No. R. Astron. Soc. 367 (2006) 259.

45. Pritchard, JR, Furlanetto, SR, lun. No. R. Astron. Soc., 372 (2006) 1093

46. Ali-Ha¨ÿmoud, Y., Chluba, J. y Kamionkowski, M. Restricciones en las interacciones de la materia oscura con partículas modelo estándar de distorsiones espectrales del fondo cósmico de microondas. Cartas de revisión física, 115, 071304 (2015)

47. Zaharijas, G. y Farrar, GR, Phys. Rev. D72, 083502 (2005)

48. Rich, R. Rocchia y M. Spiro, Phys. Letón. B 194, 173 (1987)

49. Erickcek, AL, Steinhardt, PJ, McCammon, D., & McGuire, PC 2007, PRD, 76, 042007

50. Budnik, R., Chesnovsky, O., Slone, O. y Volansky, T. 2017. Detección directa de luz y oscuridad Materia y Neutrinos Solares a través de la Producción de Centros de Color en Cristales. arXiv:1705.03016

51. Battaglieri, M., Belloni, A., Chou, A., et al. Visiones cósmicas de EE. UU.: nuevas ideas en la materia oscura 2017: Informe de la comunidad. 2017, arXiv:1707.04591

52. Starkman, GD, Gould, A., Esmailzadeh, R., & Dimopoulos, S. 1990, PRD, 41, 3594

53. Mack, GD, Beacom, JF y Bertone, G. 2007. Hacia el cierre de la ventana de materia oscura interactuando: Restricciones de largo alcance del flujo de calor de la Tierra. PRD, 76, 043523

54. Alekhin, S., Altmannshofer, W., Asaka, T., et al. 2016, Informes sobre el progreso de la física, 79, 124201

55. Cyburt, RH, Fields, BD, Pavlidou, V. y Wandelt, B. 2002, PRD, 65, 123503

56. Mu˜noz, JB, & Loeb, A. Constraints on Dark-Matter-Baryon Scattering from the Temper Naturaleza Evolución del Medio Intergaláctico. 2017, arXiv:1708.08923